

М. А. Аракелян

Об эффекте вращения затменно-двойных звезд

В 1924 г. Д. Мак Лофлин [1] определил скорость вращения главной звезды в системе Алголя по избыткам лучевых скоростей в первичном минимуме. Искомая величина получилась значительно превышающей возможные ошибки наблюдений ($V_e \cdot \sin i = 42 \text{ км/сек}$), однако наблюдаемая кривая эффекта вращения имела заметную асимметрию, происхождение которой не удалось объяснить.

Позднее Г. А. Шайном и О. Струве [2] был разработан метод определения скоростей вращения звезд по контурам линий поглощения. Применение О. Струве и К. Т. Элви [3] этого метода к главной звезде Алголя дало значение $V_e \cdot \sin i = 60 \text{ км/сек}$. Эти авторы обратили внимание на то обстоятельство, что эффект вращения, полученный по избыткам лучевых скоростей, имеет меньшую амплитуду, чем теоретическое значение этой величины, вычисленное при скорости 60 км/сек . Позднее А. Слеттебак [4] получил значение $V_e \cdot \sin i = 65 \text{ км/сек}$.

Аналогичное расхождение между скоростями вращения, полученными двумя упомянутыми методами, имеет место для звезды λ Тельца. Д. Мак Лофлин [1] получил для нее $V_e \cdot \sin i = 41.5 \text{ км/сек}$, в то время как метод Г. А. Шайна и О. Струве привел А. Слеттебака и Р. Ф. Говарда [5] к величине 110 км/сек . Можно утверждать, следовательно, что подобное расхождение является результатом каких-то систематических ошибок.

Возможны два рода ошибок, влияющих на результаты определения скорости вращения путем измерений избытков лучевых скоростей.

Один из них был отмечен О. Струве и К. Т. Элви [2]. Ошибки этого рода состоят в том, что при конечной разрешающей способности спектрографа наблюдаемая асимметрия линий поглощения, вызванная эффектом вращения, всегда будет несколько меньше, чем асимметрия, которая наблюдалась бы с идеальным инструментом. Действительно, предположим, что половина диска звезды закрыта экраном, край которого совмещен с осью вращения. Тогда контур линии, не искаженный инструментом, должен быть ограничен с одной стороны отрезком прямой, перпендикулярной оси дуги (фиг. 1а). Однако, благодаря конечной разрешающей способности спектрографа, линия будет ограничена не прямой, а половиной инструментального контура (фиг. 1б). Это приведет к тому, что наиболее глубокая точка линии погло-

щения окажется смещенной меньше, чем это имело бы место при бесконечно большой разрешающей силе.

Ошибки второго рода также обусловлены конечной разрешающей способностью инструмента. Они связаны с тем, что для измерения лучевых скоростей звезд часто используются линии, являющиеся бледами, причем в разных конкретных случаях компоненты бленды могут быть совершенно слитыми или частично разрешенными. Предположим, что при измерении лучевой скорости нить микрометра наводится на самую глубокую точку контура линии. Рассмотрим такую бленду подробно. Пусть контур каждой ее компоненты представляется экспоненциальным выражением:

$$A(\lambda) = A_0 e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\beta^2}} \quad (1)$$

или

$$I(\lambda) = I(0) \left[1 - A_0 e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\beta^2}} \right], \quad (2)$$

где $A(\lambda)$ — глубина линии поглощения, A_0 — ее центральная глубина, $I(\lambda)$ — интенсивность в линии, $I(0)$ — интенсивность непрерывного спектра. Величина β , определяющая ширину спектральной линии, является функцией разрешающей способности спектрографа, но может зависеть также и от характера линий в спектре данной звезды. В частности, если звезда имеет большую скорость осевого вращения, то это приводит к расширению спектральной линии, что эквивалентно увеличению β .

Если теоретическое расстояние между компонентами бленды равно $\Delta\lambda_0$, то глубина линии в какой-либо ее точке, обусловленная глубинами двух компонент, будет:

$$A(\lambda) = A'(\lambda) + A''(\lambda) = A_0 e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\beta^2}} + A_0 e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_0)^2}{\beta^2}} \quad (3)$$

Очевидно, что для нахождения длин волн, соответствующих экстремальным значениям $A(\lambda)$, необходимо решить относительно λ уравнение:

$$\frac{dA(\lambda)}{d\lambda} = 2A_0 \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\beta^2} \cdot e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\beta^2}} + 2A_0 \frac{(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_0)}{\beta^2} e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_0)^2}{\beta^2}} = 0. \quad (4)$$

Обозначим $\lambda - \lambda_0 = x$. Получим:

$$A_0 \cdot x + A_0 (x - \Delta\lambda_0) e^{-\frac{2x\Delta\lambda_0}{\beta^2}} e^{-\frac{x^2}{\beta^2}} = 0. \quad (5)$$

Это уравнение можно переписать в виде:

$$\beta^2 = \frac{\text{Mod} \cdot (\Delta\lambda_0^2 - 2x\Delta\lambda_0)}{\lg\left(\frac{\Delta\lambda_0 - x}{kx}\right)}, \quad (6)$$

где $k = \frac{A'_0}{A_0}$ — отношение центральных глубин двух компонент бленды.

На фиг. 2 приведены графики зависимости x от β на основании уравнения (6) для трех случаев: $k = 0.25, 0.50$ и 1.00 при $\Delta\lambda_0 = 1.6 \text{ \AA}$, что соответствует бленде линий $C_{II} 3968.465 (H)$ и $H 3970.075 (H_e)$. Рассмотрим для конкретности фигуру, соответствующую $k = 0.25$.

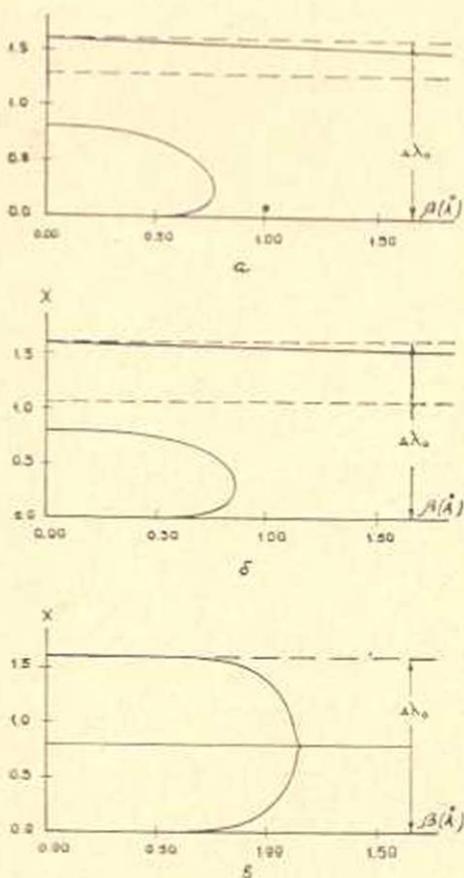
Мы видим, что при достаточно больших разрешающих способностях имеет место три экстремума, соответствующие точкам 1, 2 и 3 фиг. 3б и в.

При уменьшении разрешающей способности или, что то же самое, при увеличении скорости вращения начинается сближение экстремальных точек, причем вплоть до значений $\beta \approx 0.6 \text{ \AA}$ заметно изменяется только длина волны сильной компоненты, в то время как для слабой она практически неизменна. Однако в области $0.62 \text{ \AA} < \beta < 0.76 \text{ \AA}$ происходит резкое изменение длины волны слабой компоненты, после чего экстремумы, соответствующие точкам 2 и 3, перестают существовать. Далее длина волны бленды непрерывно изменяется и достигает в пределе значения

$$\lambda = \frac{\lambda_1 A'_0 + \lambda_2 A''_0}{A_0 + A'_0}.$$

При больших значениях k исчезновение слабой компоненты происходит при меньших разрешающих силах.

В случае, если интенсивности обеих компонент бленды одинаковы ($k = 1.0$), эффективные длины волн изменяются с уменьшением



Фиг. 2. Графики зависимости $(\lambda - \lambda_0)_{\text{extrem}}$ от β на основании уравнения (6) а) $k = 0.25$, б) $k = 0.50$, в) $k = 1.00$.

разрешающей силы спектрографа, приближаясь друг к другу, и при очень малых разрешающих силах сливаются в $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$.

Из изложенного следует два важных вывода:

1. Стандартные длины волн линий, входящих в бленду, если последние частично разрешены, могут отличаться от теоретических; они зависят от разрешающей способности спектрографа и, при той же разрешающей способности, от скорости вращения исследуемой звезды.

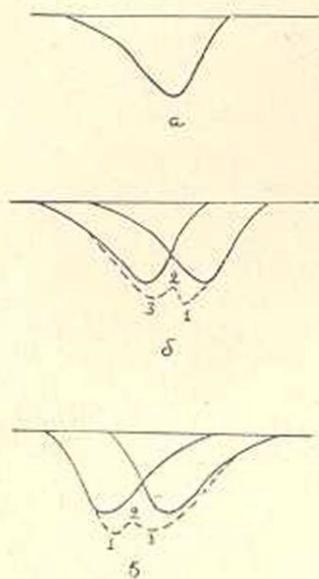
2. Если же компоненты бленды не разрешены, то результирующая длина волны бленды может отличаться от весового среднего из длин волн компонент и стремится к этой величине с уменьшением разрешающей способности.

Указанные эффекты могут иметь большое значение при измерениях лучевых скоростей звезд поздних спектральных классов, в спектрах которых подавляющее большинство линий является блендами двух или большего числа компонент.

Что касается измерения лучевых скоростей затменных переменных звезд вне затмения с целью определения абсолютных размеров их орбит и масс компонент, то указанные эффекты не могут повлиять на результаты, так как приводят к изменению всех внезатменных наблюдений на постоянную величину, т. е. могут изменить только лучевую скорость центра тяжести системы.

Однако в измерениях, произведенные в затмении главной звезды, эти эффекты будут входить не аддитивно, так как благодаря деформации контуров линий, обусловленной эффектом вращения, длины волн стандартных линий изменяются с фазой затмения.

Попробуем качественно выяснить влияние указанного эффекта. На фиг. 3а изображен асимметричный контур линии Mg II 4481, полученный О. Струве и К. Т. Элви [2] на фазе $0^d 064$ до минимума блеска Алголя. В первом приближении можно считать, что фиолетовое крыло этой линии характеризуется большим значением β , чем красное. Если бленда состоит из двух подобных компонент (фиг. 3б), то очевидно, что длина волны красной компоненты больше сдвинется в коротковолновую область спектра, чем длина волны фиолетовой в



Фиг. 3. а) Контур линии Mg II 4481 в спектре Алголя на фазе $0^d 064$. б) и в) Бленда двух линий до и после минимума блеска.

длинноволновую. Если даже лучевая скорость измеряется по двум

компонентам бленды, то и в этом случае она будет в конечном счете алгебраически занижена. На той же фазе затмения после минимума блеска будет иметь место обратная картина (фиг. 3в), т. е. результирующая лучевая скорость будет алгебраически завышена.

Следовательно, асимметричные контуры спектральных линий, обусловленные эффектом вращения звезды, приводят в результате измерения лучевых скоростей посредством бленд к уменьшению амплитуды кривой эффекта вращения.

В связи с этим же можно указать на два источника асимметричности кривой эффекта вращения, полученной Д. Мак Лофлином [1]. Это, с одной стороны, — бленды, состоящие из компонент разной эквивалентной ширины, и, с другой — бленды, в которых только одна компонента используется для определения лучевой скорости. Совершенно очевидно, что в обоих случаях смещение длин волн, обусловленное деформацией спектральных линий, до и после максимальной фазы затмения будет неодинаковым.

Наряду с изложенными ошибками, обусловленными конечной разрешающей способностью спектрографа, необходимо отметить еще один источник неточностей измерения лучевых скоростей звезд в затмении. Это — ошибки наведения. Выше мы исходили из того, что при измерениях лучевых скоростей нить микрометра наводится на наиболее глубокую точку спектральной линии. Однако известно, что на практике измеритель наводит ее скорее на середину линии. Аналогичный эффект для асимметричных линий поглощения в спектрах долгопериодических цефеид был подробно исследован О. А. Мельниковым [6]. Ошибки такого рода также могут значительно уменьшить наблюдаемый эффект вращения, так как их величина растет вместе с ростом асимметричности линии, т. е. чем больше избыток скорости, тем больше ошибка. При этом ошибки наведения всегда уменьшают избыток лучевой скорости. Точный учет ошибок наведения затруднителен, так как деформация различных линий, используемых для измерения лучевой скорости, различна.

Из изложенного следует, что для определения абсолютных элементов главной звезды в случае, когда наблюдается только спектр одной из компонент затменной системы, правильнее использовать скорость вращения, полученную методом Г. А. Шайна и О. Струве, а не выведенную из избытков лучевой скорости в главном затмении.

Пользуюсь случаем принести глубокую благодарность проф. О. А. Мельникову, под руководством которого выполнена настоящая работа.

Մ. Ա. Առաքելյան

ԽԱՎԱՐՈՒՆ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԱՍՏՂԵՐԻ ՊՏՏՄԱՆ ԷՖԵԿՏԻ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոգվածում ուսումնասիրված է սպեկտրալ գծերի բլենդների վարքը սպեկտոգրաֆի տարրեր բաժնոց ուժերի ղեպքում: Ենթադրելով, որ առանձին գծի կոնտուրն արտահայտվում է (1) բանաձևով, ստացված է բլենդի էքստրեմալ (խորության իմաստով) կետերի ալիքային երկարությունների գործիքային կոնտուրի հետ կապող (6) առընչությունը: Այդ հավասարման ուսումնասիրությունը մեզ հանդեպրել է նաեւյալ եզրակացություններին՝

1. Բլենդի մեջ մանող գծերի ստանդարտ ալիքային երկարությունները, եթե այդ գծերը մասնակիորեն բաժանված են, առաջին ալիքային երկարություններից տարբերվում են: Նրանք կախված են գործիքի բաժանող ուժից, իսկ այլալ բաժանող ուժի ղեպքում՝ ուսումնասիրվող աստղի արագությունից:

2. Եթե կոմպոնենտները բաժանված չեն, ապա բլենդի ալիքային երկարությունը կարող է տարբերվել կոմպոնենտների ալիքային երկարությունների կշռային միջինից: Գործիքի բաժանող ուժի փոքրացման հետ այն մոտենում է այդ մեծությունը: Այդ էֆեկտները պետք է հանգեցնեն խավարուն փոփոխական աստղերի պատման էֆեկտի կորի ամպլիտուդի փոքրացմանը, իսկ որոշ ղեպքերում՝ այդ կորի սիմետրիկության խախտմանը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. McLaughlin D. Publ. Michigan Obs. 6 (1934).
2. Schain G. A., Struve O. M. N. 89, 221 (1929).
3. Struve O., Elvey C. T. M. N. 91, 664 (1931).
4. Sletteback A. Ap. J. 119, 146 (1954).
5. Sletteback A., Howard B. F. Ap. J. 121, 102 (1955).
6. Мельников О. А. Труды ГАО, 64 (1930).